

Среднеквадратичная ошибка при узкополосной фильтрации (14) дается формулами (6) путем замены  $K_{\text{СФ}} \rightarrow K_{\text{СФ}}^{(A)}$ . Опуская промежуточные выкладки, аналогичные приведенным в § 2, приведем окончательный результат:

$$(\epsilon_F^2)_{\text{min max}}^{(A)} \approx \frac{8}{\pi} \left[ \text{mх} (T_n)_{\text{min}} (\omega_\mu / \omega_p) \frac{(\delta_e^2 + \Delta^2 + \omega_\mu^2)^{1/2}}{\Delta} \right]^{1/2} A_0. \quad (15)$$

Так как  $A_0 \ll \tilde{F}_0$ , то формула (15) дает существенно меньшую величину среднеквадратичной ошибки по сравнению с (11), (12).

#### Выводы.

1. Характерной особенностью формул (11), (12) и (15) является зависимость  $(\epsilon_F^2)_{\text{min max}}$  только от минимальной шумовой температуры предусилителя. Отсутствие в этих формулах вклада тепловых шумов контура объясняется эффектом динамического демпфирования в параметрических механо-электрических преобразователях на нелинейном реактивном элементе [3]. Минимальная шумовая температура линейного широкополосного усилителя дается формулой [8]

$$\text{х} (T_n)_{\text{min}} = \frac{\hbar \omega_p}{\ln 2} \left| \frac{G-1}{G} \right|. \quad (16)$$

Подстановка (16) в (11), (12) и (15) позволяет определить при  $G \gg 1$  квантовый предел при реконструкции полезного сигнала в условиях малой априорной информации.

2. Высокая селективность механической цепи в экспериментах с пробными телами естественным образом ограничивает класс принимаемых сигналов (см. (13)). Это позволяет существенно уменьшить полосу пропускания СФ и резко снизить величину среднеквадратичной ошибки по сравнению с широкополосной фильтрацией, рекомендованной теорией [4, 5] для сигналов общего типа.

Авторы выражают благодарность В. В. Мигулину и А. Г. Яголе за обсуждение результатов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Брагинский В. Б. Физические эксперименты с пробными телами. М., 1970. [2] Брагинский В. Б., Манукин А. Б. Измерение малых сил в физических экспериментах. М., 1974. [3] Гусев А. В., Руденко В. Н. // Радиотехн. и электроника. 1976. 21, № 2. С. 1865—1875. [4] Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М., 1979. [5] Василенко Г. И. Теория восстановления сигналов. М., 1983. [6] Ван Трис Г. Теория обнаружения, оценок и модуляции. М., 1972. Т. 1. [7] Айнбиндер И. М. Шумы радиоприемников. М., 1974. [8] Сигмен А. Мазеры. М., 1966.

Поступила в редакцию  
15.05.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1986. Т. 27, № 5

УДК 537.52

#### ОБ ИЗМЕРЕНИИ ПАРАМЕТРОВ ИМПУЛЬСНОГО СВЧ РАЗРЯДА В ВОЛНОВОДЕ МЕТОДОМ ПРОВОДИМОСТИ

П. С. Булкин, Г. С. Солнцев, С. А. Двинин, И. Э. Шкрадук

(кафедра электроники)

Рост мощности генераторов СВЧ приводит к трудностям в передаче энергии по волноводным трактам. Величина передаваемой по тракту энергии ограничена пробойной напряженностью поля, при ко-

торой в волноводе возникает СВЧ разряд. Настоящая работа посвящена методике исследования импульсного СВЧ разряда в волноводе с помощью измерения проводимости плазмы. В отличие от работ по измерению пробойных полей основное внимание уделено феноменологии и характеристикам уже возникшего СВЧ разряда при давлениях, близких к атмосферному [1].

Разряд возбуждался на частоте  $\sim 3$  ГГц внутри волноводной секции размерами  $72 \times 34$  мм в импульсном режиме с частотой повторения 400 Гц и длительностью импульса 3 мкс. Для локализации разряда использовались два заостренных металлических стержня, введенные внутрь волновода в середине широкой стенки и расположенные друг против друга (рис. 1). Расстояние между ними можно было менять

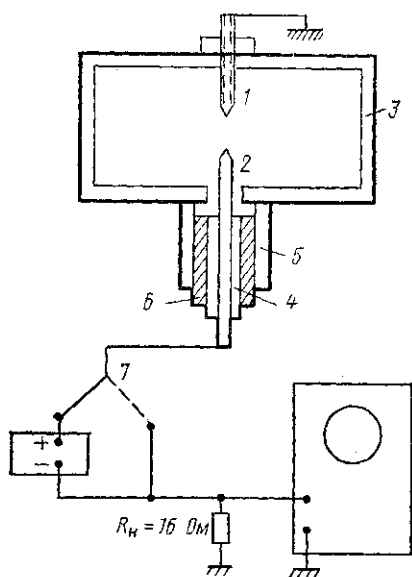


Рис. 1

в пределах 0—34 мм. При достаточно большой мощности в тракте разряд возникал в виде тонкого искрового канала, полностью перекрывающего зазор между электродами. Другой разновидностью разряда является канал, начинающийся на одном из электродов, но не замыкающийся на другой электрод или стенку волновода. Этот вид разряда аналогичен одноэлектродному факельному или коронному разряду. СВЧ ток проводимости в канале замыкается током смещения или индукции. Еще одна форма разряда существует в виде канала между одним из электродов и широкой стенкой волновода. Диаметр канала  $d_{пл}$  определялся обычно по фотографическому изображению разряда. Однако так как почернение пленки существенно зависит от экспозиции, чувствительности пленки и спектрального состава излучения, то фотографический метод был сопоставлен с другим способом измерения диаметра

разряда. На пути разряда помещался лист бумаги. Величина отверстия, пробиваемого разрядом в бумаге, соответствует области максимального выделения энергии. Снимок таких отверстий в миллиметровой бумаге приведен на рис. 2. Сопоставление диаметра отверстия в бумаге и диаметра, определяемого из фотографии, показало, что они близки друг к другу по величине и составляют 0,1—1,0 мм. Изменяя экспозицию в пределах 1/500, 1/250, 1/125 с, можно было при частоте повторений 400 Гц получать изображения 1—3 разрядов на одном снимке. Из снимков определялась также длина канала  $l_{пл}$ , которая из-за непрямолинейности разряда несколько превышала расстояние между электродами  $l$ .

Так как разряд возбуждается и поддерживается СВЧ волной, естественно применить микроволновый метод исследования плазмы [2] на той же волне. Необходимым условием для этого является инерционная нелинейность плазмы относительно СВЧ волны, т. е. характерные времена изменения концентрации и температуры электронов в плазме должны быть больше периода СВЧ поля. Для десятисантиметрового диапазона волн условие инерционной нелинейности плазмы выполняется.

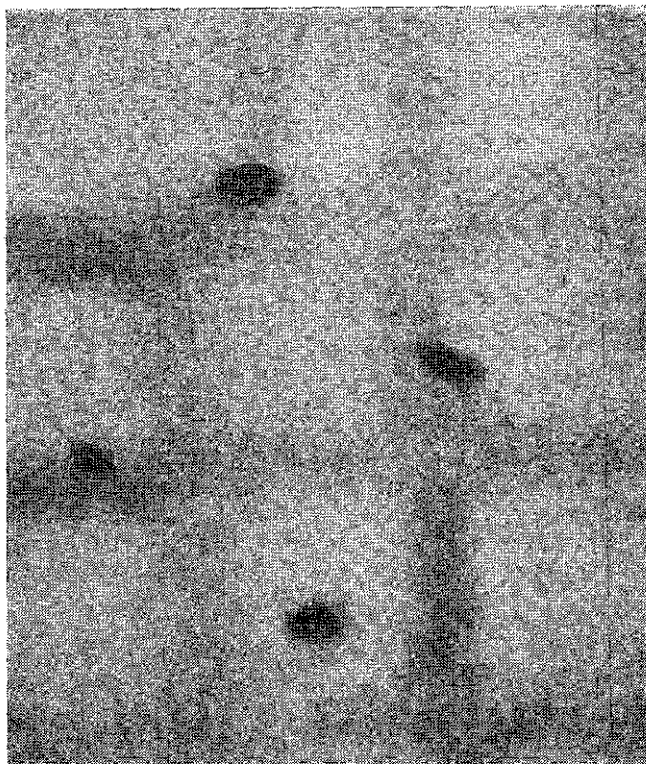


Рис. 2

Расчет концентрации электронов  $n$  и частоты их столкновений с атомами  $\nu$  основан на применении формул для плазменного стержня в прямоугольном волноводе [2]. При атмосферном давлении в воздухе  $\nu \approx 4 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ , поэтому можно преобразовать эти формулы для условия  $\nu^2 \gg \omega^2$ , где  $\omega$  — частота поля:

$$|R|^2 = \left[ 1 + \frac{1}{\xi} \frac{\nu}{\omega} \frac{n_{кр}}{n} \right]^{-2}, \quad (1)$$

$$|T|^2 = \left[ 1 + \xi \frac{\omega}{\nu} \frac{n}{n_{кр}} \right]^{-2}. \quad (2)$$

Здесь  $R$  и  $T$  — коэффициенты отражения и передачи СВЧ волны в волноводе,  $n_{кр} = m\omega^2 / (4\pi e^2)$  — критическая концентрация электронов,  $\xi = \frac{\lambda_b}{2b} \left( \frac{\pi d_{пл}}{\lambda} \right)^2$ ,  $\lambda$  и  $\lambda_b$  — длина волны в свободном пространстве и в волноводе,  $b$  — ширина широкой стенки волновода.

Формулы (1), (2) применимы, если  $d_{пл}$  меньше толщины скин-слоя и внутри плазмы не происходит перераспределения поля. Если это условие не выполнено, то следует пользоваться более сложными формулами [3].

Из (1) и (2) следует, что при  $\nu^2 \gg \omega^2$  измерения  $R$  и  $T$  позволяют определить только отношение  $n/\nu$ , а не каждую из этих величин в отдельности:

$$\left[ \frac{n}{\nu} \right] \approx \frac{|R|n_{кр}}{(1-|R|)\omega\xi} = \frac{(1-|T|)n_{кр}}{|T|\omega\xi}. \quad (3)$$

Соотношение (3) с точностью до постоянного множителя совпадает с формулой для проводимости плазмы  $\sigma = e^2 n j / (m v)$ . Оно характеризует проводимость плазменного канала, усредненную по длине и сечению разряда.

Основной трудностью применения метода СВЧ проводимости для исследования плазмы СВЧ разряда является наличие металлических электродов, введенных внутрь волновода и предназначенных для фиксации положения разряда в нем. Формулы (1) и (2) предполагают полное перекрытие волновода столбом плазмы. На самом деле из-за необходимости локализации разряда его длина  $l_{пл}$  меньше высоты волновода. Аналитического выражения для проводимости такой системы нет. Поэтому с целью выяснения корректности использования метода СВЧ проводимости при наличии введенных в волновод электродов было проведено сопоставление результатов этого способа с данными проводимости плазмы СВЧ разряда на постоянном токе.

Для этой цели одновременно с СВЧ на электроды подается напряжение от источника постоянного тока 1—10 В. Разделение цепей тока СВЧ и постоянного тока осуществляется с помощью разрядной секции волновода 3 особой конструкции (см. рис. 1). Один из электродов (1) соединен со стенкой волновода, а другой (2) изолирован воздушным промежутком и заключен внутри металлического цилиндра (4). Этот цилиндр находится внутри второго цилиндра (5), а между ними — изолирующая полистироловая прокладка (6) толщиной 0,2 мм. Система цилиндров (4, 5) представляет собой конденсатор с емкостью  $C \approx 330$  пФ. Она обеспечивает замыкание СВЧ токов, протекающих по волноводу, уменьшая искажение СВЧ поля в нем, и разделяет цепи постоянного и СВЧ токов.

Ток определяется с помощью сопротивления  $R_n$ , удовлетворяющего условию  $1/(2\pi f_1 C) \ll R_n < 1/(2\pi f_2 C)$ , где  $f_1$  — частота СВЧ поля,  $f_2$  — частота, определяемая шириной полосы пропускания осциллографа. При  $R_n = 16$  Ом это условие было выполнено для  $f_1 = 3$  ГГц и  $f_2 = 10$  МГц.

Из выражения проводимости канала разряда на постоянном токе получаем

$$\left[ \frac{n}{v} \right]_{=} = \frac{4mI = l_{пл}}{e^2 (V_{=} - I_{=} R_n) \pi d_{пл}^2}. \quad (4)$$

Здесь  $e$ ,  $m$  — заряд и масса электрона,  $V_{=}$  — напряжение источника постоянного тока,  $I_{=}$  — постоянный ток, протекающий через разряд. Схема позволяла с помощью переключателя (7) вводить поправку на постоянный ток, протекающий при отключенном источнике питания и вызванный асимметрией электродов. Этот ток, как правило, был значительно меньше рабочего тока  $I_{=}$ . Измерения тока при разных  $V_{=}$  показали линейную зависимость  $I_{=} (V_{=})$ .

Мощность, выделяемая в цепи постоянного тока, не превышала 10—20 Вт и была пренебрежимо мала по сравнению с СВЧ мощностью, реализуемой в разряде.

Для оценки условий применимости СВЧ диагностики плазмы разряда в волновод на рабочей частоте надо сравнить результаты измерений, полученных методом постоянного тока,  $[n/v]_{=}$  и СВЧ измерений  $[n/v]_{\approx}$  при разных расстояниях между электродами. Такое сопоставление удобно провести, анализируя отношение  $[n/v]_{=} / [n/v]_{\approx}$ , так как при этом исключается диаметр плазмы  $d_{пл}$ :

$$\left[ \frac{n}{v} \right]_{=} / \left[ \frac{n}{v} \right]_{\approx} = \frac{2mI = l_{пл} (1 - |R|) \pi \lambda_{в\omega}}{e^2 (V_{=} - I_{=} R_n) |R| n_{кр} b \lambda^2} = F. \quad (5)$$

Эксперимент показал, что, как и следовало ожидать, отношение  $[n/v] = [n/v]_{\approx}$  с увеличением  $l$  растет и стремится к единице. При фиксированном  $l=12$  мм  $F$  не изменяется с ростом подводимой СВЧ мощности.

Таким образом, хотя измерение проводимости плазмы СВЧ разряда в волноводе на рабочей частоте принципиально возможно благодаря инерционной нелинейности, но правильные результаты получаются лишь при полном перекрытии волновода разрядом. При этом необходимо учитывать, что упрощенные формулы (1), (2) применимы лишь для прямолинейной формы разряда и условий, когда глубина скин-слоя больше диаметра разряда.

Метод, использующий проводимость на постоянном токе, справедлив независимо от длины и формы канала разряда и не имеет ограничений из-за скин-эффекта.

Измерение  $n/v$  требует экспериментального определения диаметра канала разряда  $d_{пл}$ , его длины  $l_{пл}$  и тока  $I_{\approx}$ . Эти величины подвержены значительному статистическому разбросу. Существует несколько факторов, вызывающих этот разброс. К ним относятся сильный разогрев разрядной области, конвективные потоки воздуха, изменение состояния поверхности электродов и их формы, статистическое запаздывание в формировании разряда. Действие этих факторов может изменяться от одной серии измерений к другой. Ниже приведены результаты и анализ погрешностей, относящиеся к одной серии измерений.

Зависимость диаметра канала  $d_{пл}$  и его длины  $l_{пл}$  от подводимой мощности  $W$  для расстояния между электродами 12 мм показана на рис. 3. Каждая точка графика получена усреднением данных 2—3 фотографий. С ростом  $W$  диаметр канала увеличивается, а его длина остается постоянной.

Ток через разрядный канал  $I_{\approx}$ , регистрируемый осциллографом с памятью, в зависимости от подводимой мощности  $W$  ( $l=12$  мм) представлен на рис. 4. Анализ осциллограмм показал, что проводимость канала остается высокой в течение всего СВЧ импульса. Фронт нарастания тока составляет 0,2—0,3 мкс, а спада  $\sim 0,1$  мкс. Каждая точка графика рис. 4 получена усреднением 3—5 осциллограмм тока. С ростом  $W$  ток через канал увеличивается. На рис. 5 представлена зависимость  $n/v$  от подводимой мощности  $W$  ( $l=12$  мм). Из графика видно, что в данной серии измерений отношение  $n/v$ , а следовательно и проводимость плазмы, с ростом мощности от 100 до 400 кВт уменьшается приблизительно в 3 раза. Однако от серии к серии изменение  $n/v$  может быть разным и в некоторых сериях достигать 10-кратного уровня.

По полученным данным были рассчитаны среднеквадратичные ошибки величин  $d_{пл}$ ,  $l_{пл}$  и  $I_{\approx}$  как функции  $W$ . Для определения доверительного интервала величины использовалось соотношение (4). Относительная погрешность рассчитывалась по формуле

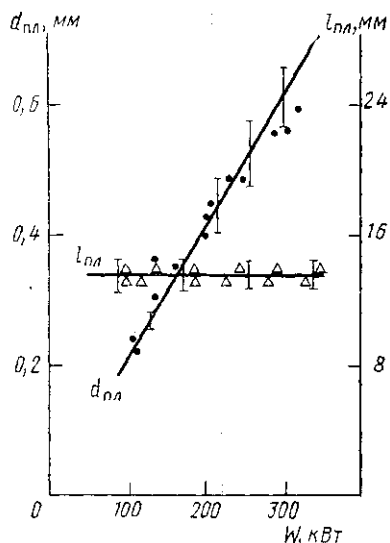


Рис. 3

$$\frac{\Delta y}{y} = \sqrt{\left(\frac{V_{\text{ср}}}{V_{\text{ср}} - I_{\text{ср}} R_{\text{н}}} \frac{\Delta I_{\text{ср}}}{I_{\text{ср}}}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta d_{\text{пл}}}{d_{\text{пл}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta l_{\text{пл}}}{l_{\text{пл}}}\right)^2}. \quad (6)$$

Здесь  $\Delta I_{\text{ср}}$ ,  $\Delta d_{\text{пл}}$  и  $\Delta l_{\text{пл}}$  — среднеквадратичные отклонения тока, диаметра и длины канала. На рис. 3, 4 и 5 приведены доверительные интервалы величины  $d_{\text{пл}}$ ,  $I_{\text{ср}}$  и  $l_{\text{пл}}$  с надежностью 0,7.

Из рис. 5 следует, что при уменьшении падающей мощности  $W$  относительная погрешность величины  $n/\nu$  растет от 20 до 50%. Этот

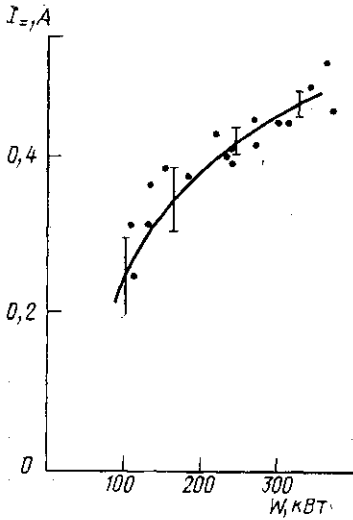


Рис. 4

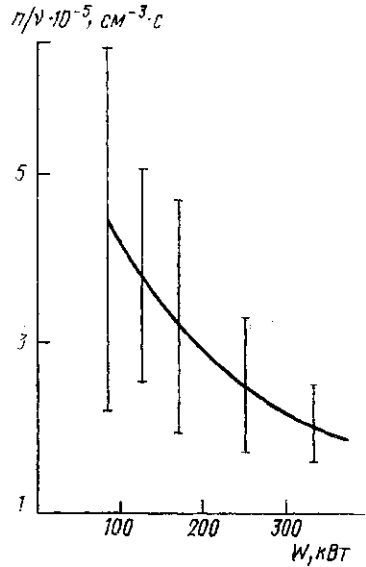


Рис. 5

рост обусловлен тем, что при мощности, близкой к пороговому значению, сильнее сказывается статистический разброс в процессах формирования разряда.

Для определения концентрации электронов  $n$  требуется знание величины  $\nu$ , которая зависит от температуры газа  $T_{\text{г}}$ . Будем предполагать, что процесс нагрева разрядного канала происходит изобарически, а температура газа  $T_{\text{г}}$  лежит в пределах  $10^3$ — $10^4$  К.

Используя экспериментальное значение  $n/\nu$  для подводимой мощности 200 кВт, оценим диапазон возможных значений  $n$ . Частоту соударений  $\nu$  выразим в виде  $\nu = 4 \cdot 10^{12} T_{\text{г}0}/T_{\text{г}}$ , где  $T_{\text{г}0}$  — температура газа при нормальных условиях. Тогда при указанных предположениях область значений  $n$  лежит в пределах  $3 \cdot 10^{16}$ — $3 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ .

При высокой степени ионизации газа проводимость его определяется не только частотой электрон-атомных  $\nu_{ea}$ , но и частотой электрон-ионных  $\nu_{ei}$  столкновений ( $\nu = \nu_{ea} + \nu_{ei}$ ). В этом случае для расчета  $n$  необходимо кроме температуры газа знать температуру электронов, измеренную независимым способом (например, с помощью оптической диагностики плазмы или баланса СВЧ энергии в разряде).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Батанов Г. М., Грицинин С. И., Косый И. А. и др. // Тр. ФИАН. 1985. 160. С. 174—203. [2] Голант В. Е. Сверхвысокочастотные методы исследова-

## ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 535.417

### ОБЩИЙ МЕТОД СИНТЕЗА ДВУХКОМПОНЕНТНЫХ МНОГОСЛОЙНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ

А. Г. Свешников, Ш. А. Фурман, А. В. Тихонравов, С. А. Яншин

(кафедра математики)

Практическое решение задач синтеза многослойных оптических покрытий на основе вариационной постановки [1] сводится к минимизации так называемых оценочных функционалов на некотором допустимом множестве в пространстве векторов, описывающих структуру покрытия. Пусть покрытие состоит из  $N$  слоев и показатели преломления всех слоев заранее заданы: все нечетные от подложки слои имеют показатель преломления  $n_1$ , а все четные —  $n_2$ . Таким образом, мы рассматриваем так называемые двухкомпонентные покрытия, наиболее соответствующие необходимым условиям оптимальности в задачах синтеза многослойных систем [2]. Пусть  $X = \{d_1, d_2, \dots, d_N\}$  — вектор, описывающий толщины слоев покрытия ( $d_j$  — толщина  $j$ -го слоя, слои считаем занумерованными в направлении от подложки к внешней среде). Вектор  $X$  полностью характеризует двухкомпонентное покрытие. По нему однозначно определяется энергетический коэффициент пропускания покрытия  $T(\lambda)$  как функция длины волны падающего света  $\lambda$ . В случае непоглощающих покрытий, которые мы и будем рассматривать, наиболее эффективно с вычислительной точки зрения определение  $T(\lambda)$  по матричной методике [3]. При этом функция  $T(\lambda)$  находится по формуле

$$T(\lambda) = 4\rho_0\rho_l / [2\rho_0\rho_l + \Phi(\lambda)], \quad (1)$$

где

$$\Phi(\lambda) = \rho_0^2 m_{11}^2 + \rho_l^2 m_{22}^2 + \rho_0^2 \rho_l^2 m_{12}^2 + m_{21}^2, \quad (2)$$

а  $m_{ik}$  — зависящие от  $\lambda$  элементы характеристической матрицы системы

$$M = \begin{vmatrix} m_{11} & im_{12} \\ im_{21} & m_{22} \end{vmatrix} = \prod_{j=N}^1 \begin{vmatrix} \cos \varphi_j & \frac{i}{p_j} \sin \varphi_j \\ ip_j \sin \varphi_j & \cos \varphi_j \end{vmatrix}. \quad (3)$$

В этих формулах  $\varphi_j = \frac{2\pi}{\lambda} n_j \cos \theta_j d_j$  ( $\theta_j$  — определяемый из закона Снеллиуса через угол падения  $\theta_0$  угол распространения волны в  $j$ -м слое);  $p_j = n_j \cos \theta_j$  и  $p_j = \cos \theta_j / n_j$  соответственно для ТЕ- и ТМ-поляризованных волн;  $\rho_0$  и  $\rho_l$  — аналогичные  $p_j$  параметры, определяемые через показатели преломления внешней среды  $n_0$  и подложки  $n_l$ .

Пусть  $\tilde{T}(\lambda)$  — заданный при синтезе вид энергетического коэффициента пропускания, который требуется получить в некотором спектральном диапазоне. Введем в этом спектральном диапазоне сетку  $\{\lambda_1, \dots, \lambda_M\}$ . В качестве функционала, оценивающего близость реаль-